DÄMPFUNG ELEKTRISCHER SCHWINGUNGEN BEIM FUNKENÜBERGANG IN VERSCHIEDENEN GASEN.

(MITTEILUNGEN DER PHYSIKALISCHEN VERSUCHS-STATION HALLE-CRÖLLWITZ.)
(No. 13.)

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

VEREINIGTEN FRIEDRICHS-UNIVERSITÄT HALLE-WITTENBERG

VORGELEGT VON

CURT RICHTER
AUS **BISMARK** (PROV. SACHSEN).

HALLE A. S.
HOFBUCHDRUCKEREI VON C. A. KAEMMERER & CO.
1909.

Referent: Geh. Regierungsrat Prof. Dr. **E. Dorn.**

Meinen lieben Eltern!

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548124_0061

Inhalt.

Seite

I. Einleitung.
Versuchsanordnung 7
II. Hauptteil.
1. Hilfsuntersuchungen über Resonanz 8
2. Untersuchung der Abhängigkeit der Dämpfung von den Gasen.
a) Funkenstrecke 11
b) Kurvenaufnahme 12
c) Methode der Berechnung 13
d) Resultate bei den verschiedenen Gasen 13
e) Berücksichtigung der Zusatzdämpfungen 15
III. Schluss.
Zusammenstellung und Vergleich mit den Resultaten anderer Arbeiten 15

In der Arbeit verwandte Bezeichnungen.

e, E } Spannungen

i, J } Stromstärken.

w Widerstände.

L Induktionskoeffizienten.

C Kapazitäten.

V Spannungen an den Kapazitäten.

K Kopplungsfaktor.

n Frequenz.

$\nu = 2\pi n$ Frequenz in 2π sec.

Λ Logarithmisches Dekrement.

$D = \Lambda \cdot n = \frac{\Lambda}{T}$ Dämpfungswert $(T = 2\pi \sqrt{L \cdot C})$

t Zeit.

$j = \sqrt{-1}$.

φ = Phasenverschiebung.

Durch die Versuche des Herrn Professor Dr. K. E. F. Schmidt[1]) war festgestellt worden, dass Funken, welche in Wasserstoff übergingen, Schwingungen von grosser Regelmässigkeit und Konstanz erzeugten. Gleichzeitig aber ergab der in Wasserstoff übergehende Funken eine überraschend hohe Dämpfung gegenüber dem Funken in Luft. Es lag daher nahe, den Einfluss anderer Gasarten auf die Dämpfung der Schwingung zu untersuchen, eine Frage, die sowohl theoretisch wie praktisch von grossem Interesse ist.

Auf Anregung des Herrn Professor Dr. K. Schmidt habe ich in seinem Laboratorium die Dämpfungen untersucht, welche Funken verschiedener Länge erzeugten in:

Luft.	Stickstoff.
Sauerstoff.	Wasserstoff.
Kohlensäure.	Leuchtgas.[2])

Bei der Durchführung der Arbeit kam es darauf an:

1. Eine einwandfreie Messmethode zu verwenden;
2. Die sekundären Dämpfungserscheinungen in dem ganzen Systeme so herabzudrücken, dass sie gegen die Dämpfung des Funkens möglichst klein wurden.

Die Ausführung der Dämpfungsmessungen respektive ihre Berechnungen geschahen nach einem, auf Grund der Bjerknes'schen[3]) Methode von Prof Dr. K. Schmidt[4]) verbesserten Verfahren.

Die Versuchsanordnung war folgende: Als Ausgangspunkt unserer elektrischen Kraft diente ein Umformeraggregat (S) [Fig. 1], das an das Elektrizitätswerk der Stadt Halle (Spannung 220 Volt) angelegt war. Der in ihm erzeugte Wechselstrom durchfloss die Primärspule eines Siemens & Halske Induktors (J) und eine Drosselspule mit beweglichem Eisenkern (D). Der Resonanzinduktor führte den auf eine hohe Spannung transformierten Strom über eine kleine Kopplungsinduktanz (δ_1) und ein Strommessinstrument (Hitzdraht) [A] zu einer Batterie Leidner Flaschen (K). Die Lage der Funkenstrecke (F) ist ebenfalls in der Figur zu erkennen. An die Kopplungsinduktanz (δ_1) war ein dritter Kreis angeschlossen, der aus zwei Kopplungsinduktanzen (δ'_1; δ_2) und einer variablen Kapazität (C) [$^{22}/_{23}$ Drehkondensator, Type der Telefunkengesellschaft, C max = 2700 cm stat.] bestand. Hieran war der eigentliche Messkreis angekoppelt (δ_2; δ'_2), der die durch δ'_2 aufgedrückte Schwingung durch ein hochempfindliches Thermoelement (Th) leitete. Die in ihm erregte elektromotorische Kraft wurde durch ein Spiegelgalvanometer (G) [Deprez d'Arsonval von Siemens & Halske $^{50}/_{200}$ Ohm] gemessen.

Die soeben beschriebene Schaltung stellt eine Reihe schwingungsfähiger Systeme vor, und es ergibt sich als nächste Aufgabe, diese Systeme mit einander in Resonanz zu bringen, um

---

1) K. E. F. Schmidt, „Über Schwingungen, welche durch eine Wasserstofffunkenstrecke erregt sind". Physikal. Zeitschrift 8. Jahrg. Nr. 19. S. 617. 1907.

2) Über Funkendämpfungen liegen Untersuchungen vor für Luft: G. Rempp, Annalen d. Physik 17. 1905. S. 625. W. Eickhoff, Physik. Zeitschr. 8. 1907. S. 494. Rausch v. Traubenberg, Phys. Zeitschr. 8. 1907. S. 498. Letzterer machte auch Untersuchungen über den Einfluss der Gasart, in der der Funken übergeht, erachtet aber für diese Untersuchungen weitere sorgfältige Arbeiten für notwendig. Weiterer Literaturnachweis findet sich bei A. Jollos, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie I S. 236, 1908.

3) V. Bjerknes, Über elektrische Resonanz. Annalen d. Physik. Bd. 55. 1895. S. 120.

4) K. E. F. Schmidt: Über Messung der Dämpfung in elektrischen Schwingungskreisen. Phys. Zeitschr. 9. Jahrg. Nr. 1. S. 13. 1907.

so die für die späteren Messungen günstigen Verhältnisse zu schaffen und eine möglichst konstante Wirkung zu erzielen.

Die Festlegung der Resonanz zwischen Primärkreis (I) [Fig. 1] und Sekundärkreis (II a) bedingte eine genaue Untersuchung des Resonanzinduktors und seiner Schaltung. Bei einer bekannten, den Sekundärkreis belastenden Kapazität ist die Periode des Primärkreises so zu bestimmen, dass in dem Sekundärkreis ein Resonanzeffekt auftritt, d. h. die Periode des eingeleiteten Wechselstromes gleich derjenigen der Eigenschwingung des Sekundärkreises ist. Die für diesen Fall ermittelten Kurven sind in Figur 3 graphisch dargestellt.

Aus der Theorie des Resonanzinduktors kommen hierfür nach Seibt[1]) und Glage[2]) folgende Gleichungen in Betracht:

$$w_1 i_1 + L_{11}\frac{d i_1}{dt} + L_{12}\frac{d i_2}{dt} = E_0 e^{j \nu t}$$

$$w_2 i_2 + L_{22}\frac{d i_2}{dt} + L_{12}\frac{d i_1}{dt} + V = O$$

$$i_2 = C\frac{d V}{dt}$$

Hierin sind:

L_{11} der Induktionskoeffizient des Primärkreises,
L_{22} der Induktionskoeffizient des Sekundärkreises,
L_{12} der gegenseitige Induktionskoeffizient.

V ist die Spannung an der Kapazität C (K); i_1 und i_2, w_1 und w_2 stellen die Stromstärken, respektive Widerstände beider Kreise vor. Unter Vernachlässigung des an sich sehr kleinen w_1 (nach Glage) erhalten wir durch Differentiation und Elimination von i_1:

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{d i_2}{dt} \cdot \frac{w_2 \cdot L_{11}}{L_{11} L_{22} - L_{12}^2} + i_2 \frac{L_{11}}{C (L_{11} L_{22} - L_{12}^2)} = \frac{E_0 \nu \cos (\nu t + \varphi)}{L_{11} L_{22} - L_{12}^2} \cdot L_{12}$$

Diese Gleichung hat aber die Form einer einfachen Schwingungsgleichung:

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + 2\varepsilon \cdot \frac{d i_2}{dt} + \nu^2 i_2 = d (\cos [\nu t + \varphi])$$

Es ist dann:

$$2\varepsilon = \frac{w_2 L_{11}}{L_{11} L_{12} - L_{12}^2}$$

$$\nu^2 = \frac{L_{11}}{C (L_{11} L_{22} - L_{12}^2)}$$

$$A = \frac{E_0 \cdot \nu \cdot L_{12}}{L_{11} L_{22} - L_{12}^2}$$

Obige Gleichung zeigt uns, dass für den Resonanzfall des Kreises (II) die Konstanten des Kreises (I) von Einfluss sind.

Da nach dem angenäherten Ansatze von Seibt und Glage[2]) im Resonanzfalle die Periode der einwirkenden Kraft und die der Eigenschwingung des Sekundärkreises einander gleich sein müssen, so ergibt sich:

$$\nu^2 = \frac{L_{11}}{C (L_{11} L_{22} - L_{12}^2)} - \frac{w_2^2 L_{11}^2}{4 (L_{11} L_{22} - L_{12}^2)^2}$$

---

1) G. Seibt, E. T. Z. 1904 S. 276.

2) G. Glage, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie 1907 I S. 185. G. Glage, Dissertation Strassburg 1907.

oder:

$$\nu^2 = \frac{1}{C L_{22} (1 - K^2)} - \frac{w_2^2}{[2 L_{22} (1 - K^2)]^2}$$

wobei der Ausdruck:

$$K^2 = \frac{L_{12}^2}{L_{11} L_{22}}$$

als Kopplungsfaktor definiert wird. Da in der Gleichung für ν^2 das zweite Glied gegen das erste sehr klein ist,[1]) so können wir mit ziemlicher Genauigkeit auch schreiben:

$$(2\pi n)^2 = \nu^2 = \frac{1}{C \cdot L_{22} (1 - K^2)}$$

Führen wir an Stelle der Periode (n) die Schwingungszeit (T) ein, so schreibt sich die Gleichung in der Form:

$$T = 2\pi \sqrt{C \cdot L_{22} (1 - K^2)}$$

Die praktische Ableitung des Kopplungsfaktors für ein System erfolgt am schnellsten aus den zu den Extremwerten des Primärkreises gehörenden Schwingungszahlen (n_1, n_2). Es besteht hier die angenäherte Beziehung[2]) (siehe S. 15):

$$n_1 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L C}} \text{ [Minimum]}$$

$$n_2 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L \cdot C \cdot (1 - K^2)}} \text{ [Maximum]}$$

$$\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 = \frac{1 - K^2}{1}$$

$$K^2 = 1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2$$

Durch Einsetzen dieses Kopplungswertes in die schon vorher gewonnene Gleichung:

$$C = \frac{1}{\nu^2 L_{22} (1 - K^2)}$$

erhält man die günstigste Kapazität.

Die Werte der Induktionskoeffizienten, wie sie bei der von mir benutzten Schaltung in Betracht kommen, wurden zum Einsetzen in die hier abgeleiteten Gleichungen auf zweierlei Art bestimmt. Die eine Bestimmung folgte aus den für den belastenden Transformator aufgenommenen Strom- und Spannungskurven, die zweite durch Festlegung der einzelnen Werte.

Aus Fig. 3, wo die Spannungs- und Stromkurven aufgetragen sind, finden wir die Werte der einzelnen Induktiionskoeffizienten durch folgende Betrachtung. Für den Resonanzpunkt [nach Seite 15 für $E_1 = \text{max.}$] ergiebt sich unter Vernachlässigung des sehr kleinen Primärwiderstandes w_1 der Selbstinduktionskoeffizient L_{11} des Primärkreises, einschliesslich der Rückwirkung des Sekundärkreises, aus der Spannung $E_1 = 56{,}2$ Volt, der Stromstärke $J_1 = 1{,}2$ Ampère und der Tourenzahl $n = 1320$. Es besteht hier die Gleichung:

$$\nu_r L_{11} = \frac{E_1}{J_1} \text{ oder } L_{11} = \frac{E_1}{J_1 \cdot \nu_r} \text{ [}_r = \text{Resonanz]},$$

---

1) Zum Beweise, dass diese Vernachlässigung erlaubt ist, setzen wir die sich später ergebenden Werte ein:

$$\frac{9 \cdot 10^{11}}{8000 \cdot 1500 \cdot 0{,}82} - \frac{3400^2}{[2 \cdot 1500 \cdot 0{,}82]^2} = 0{,}92 \cdot 10^5 - 1{,}91.$$

2) G. Seibt E. P. Z. 04. S. 280.

dabei ist $\nu_r = 2\pi \frac{n_r \cdot p}{2 \cdot 60}$ [p = Polzahl], $\nu_r = 2\pi \cdot \frac{1320 \cdot 4}{2 \cdot 60} = 2\pi \cdot 44$

$$L_{11} = \frac{56{,}2}{1{,}2\bar{n} \cdot 44} = 0{,}170 \text{ Henry}$$

Aus den Extremwerten des Primärstromes lässt sich angenähert, da die Kapazität bekannt ist, mit der gearbeitet wird [C = 8000 cm elstat.], der Selbstinduktionskoeffizient des Sekundärkreises berechnen. Nach der Thomson-Kirchhoffschen Schwingungsformel ist: für das Maximum $1 = \nu_2^2 \cdot L_{22} \cdot C \cdot (1 - K^2)$, für das Minimum $1 = \nu_1^2 \cdot L_{22} \cdot C$. Hierbei war $K^2 = 1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 = 1 - \left(\frac{1190}{1420}\right)^2 = 0{,}298$ bestimmt.

Es wird daher:

$$L_{22} = \frac{10^9}{\nu_1^2 \cdot C} \quad (\nu_1 = 2\pi \cdot \frac{1190 \cdot 4}{2 \cdot 60} = 2\pi \cdot 39{,}7)$$

$$L_{22} = 2030 \text{ Henry}$$

Ebenso ergibt sich:

$$L_{22} = \frac{10^9}{\nu_2^2 \cdot C \cdot (1 - K^2)} \quad (\nu_2 = 2\bar{n} \cdot \frac{1420 \cdot 4}{2 \cdot 60} = 2\bar{n} \cdot 473)$$

$$L_{22} = 2030 \text{ Henry.}$$

Wir haben [S. 9] definiert den Kopplungsfaktor:

$$K^2 = \frac{L_{12}^2}{L_{11} \cdot L_{22}}$$

Setzen wir hierin die soben gefundenen Werte ein, so erhalten wir:

$$0{,}295 = \frac{L_{12}^2}{0{,}17 \cdot 2030}$$

$$L_{12} = 10{,}2 \text{ Henry,}$$

womit der gegenseitige Induktionskoeffizient bestimmt ist.

In merklich verschiedener Weise, wenn auch in der gleichen Grössenordnung, ergaben sich die Werte der Selbstinduktionskoeffizienten bei ihrer getrennten Ermittelung. Der Induktionskoeffizient des Primärkreises setzt sich hier zusammen aus dem der Maschine, einschliesslich ihrer Ankerstreuung und Rückwirkung, dem der Drosselspule und dem der Primärwicklung des Induktors. Durch Aufnahme der Leerlauf- und Kurzschlusscharakteristik [Fig. 2] berechnet sich der Induktionskoeffizient der Maschine für die Erregung 0,45 Ampère, mit der alle Versuche ausgeführt wurden, unter Vernachlässigung des kleinen Widerstandes durch:

$$\nu L_{11A} = \frac{e}{i} \quad [e = 116 \text{ Volt } i = 3{,}1 \text{ Amp.}]$$

$$\nu L_{11A} = 38{,}5 \text{ Ohm } L_{11A} = 0{,}139 \text{ Henry.}$$

Durch Messung der Klemmenspannung an der Primärspule des Induktors und der entsprechenden Stromstärke bei gleicher Erregung wurde $L_{11\mathfrak{Z}}$, der Induktionskoeffizient der Primärspule, unter Vernachlässigung des kleinen Ohmschen Widerstandes berechnet zu:

$$L_{11\mathfrak{Z}} = 0{,}0169 \text{ Henry.}$$

Für die im gleichen Kreise befindliche Drosselspule (D) fand sich durch gleichartige Messungen

$$L_{11D} = 0{,}039 \text{ Henry.}$$

Diese drei berechneten Koeffizienten der Selbstinduktion ergeben zusammen denjenigen des Primärkreises, und beträgt dieser:

$$L_{11} = 0{,}195 \text{ Henry.}$$

Die grosse Induktanz der Sekundärspule des Induktoriums wurde nach Dorn[1]) bestimmt und wurde durch mehrere Messungen der Wert erhalten:

$$L_{22} = 1500 \text{ Henry.}$$

Der gegenseitige Induktionskoeffizient beider Kreise wurde nach einer von Prof. Kohlrausch[2]) angegebenen Methode festgestellt zu:

$$L_{12} = 7{,}24 \text{ Henry.}$$

Die Unterschiede der aus beiden Messungen sich ergebenden Werte sind auf die verschiedene Art der Magnetisierung des, in dem Induktor befindlichen, Eisenkernes durch Gleich- und Wechselstrom zurückzuführen.

Da der Induktor für diese Versuche als Resonanzinduktor arbeitete, so sind in Figur 3 die Resonanzkurven für ihn als Funktionen der Tourenzahlen aufgetragen. Der Primärstrom zeigt infolge der Rückwirkung der Sekundärspule ein Minimum in der Nähe der Eigenschwingung des Sekundärkreises (Thomson-Kirchhoffsche Schwingungsformel $2\pi\sqrt{C \cdot L_{22}}$) und ein Maximum entsprechend der Resonanzbedingung $\nu^2 L_{11} \cdot C\,(1-K^2) = 1$ [siehe S. 9 Anm. 2]. Die Primär- und Sekundärspannungen erreichen ihr Maximum etwas früher als der Strom. Die Phasenverschiebung zwischen Primärstrom und Spannung geht in der Nähe des Stromminimums durch Null. Der von dem Induktor aufgenommene Effekt ($E_1 J_1 \cos\varphi$) hat sein Maximum zwischen denen des Stromes und der Spannung. Der Sekundärstrom erreicht mit der sekundären und primären Spannung[3]) zugleich seinen grössten Wert und die Einstellung hierauf wurde von mir als Resonanzkriterium benutzt. Diese Untersuchung gewann an besonderem Interesse durch den Vergleich der von diesem Induktor mit Eisenkern erhaltenen Kurven mit jenen, die Herr Professor Dr. K. Schmidt am eisenlosen Induktor (Teslatransformator) gewonnen hat.[4]) Es zeigt sich, dass unter dem Einfluss des Eisens sich das Maximum der Primärspannung gegen das Minimum des Primärstromes und die Stellen der Phasengleichheit verschoben hat.

Besondere Beachtung verdient die Art der Ausführung der Funkenstrecke, sowie die Wahl einer zweckmässigen Elektrodenform und eines hierfür geeigneten Materials. Zunächst gebrauchte ich eine, von Herrn Professor Dr. K. Schmidt bei seinen Versuchen mit Wasserstoff benutzte Funkenstrecke, die sich nach einigen Abänderungen weniger prinzipieller als praktischer Natur als durchaus ausreichend erwies. Während jedoch in ihrer ersten Form der Funke zwischen 2 plattenförmigen Elektroden übersprang, von denen die eine etwas gewölbt war, verwandte ich später ringförmige Elektroden, bei denen ich eine verhältnissmässig grössere Konstanz der Wirkung erzielte. Hinsichtlich des Elektrodenmaterials erwiesen sich die aus Zink hergestellten als ungeeignet, da bei ihnen sich der Funken leicht einfrass und durch das hierbei entstehende veränderte Spannungsgefälle grosse Schwankungen in den Wirkungen eintraten. Die besten Resultate erzielte ich mit 2 in Messing eingebetteten Platinelektroden, deren innerer Durchmesser 3,6 cm und deren Dicke 2 mm betrug. Für Kohlensäure, Stickstoff, Sauerstoff und Luft zeigten sie gegenüber von Zink und Messing die grössere Konstanz. Dagegen war es nötig, für Wasserstoff sie gegen gleichartige und gleich dimensionierte Messingelektroden auszutauschen, da infolge des Eindringens von Wasserstoff in Platin sich grosse Schwankungen in dem Systeme bemerkbar machten. Die gleichen Messing-Elektroden benutzte ich auch für Leuchtgas.

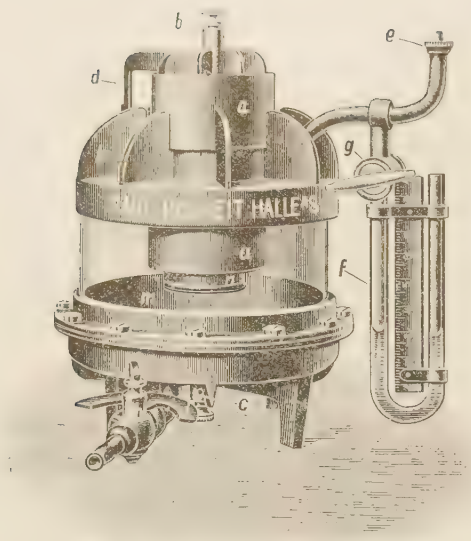
---

1) Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Phys., S. 503.

2) Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Phys., S. 509.

3) Da die von mir verwandten Instrumente nicht zur Messung der hohen Sekundärspannung ausreichten, so schloss ich mich in dieser Annahme der von G. Glage gemachten an.

4) K. E. F. Schmidt: Untersuchungen an der Teslamaschine und an Teslakreisen. Abhandlung der naturforschenden Gesellschaft zu Halle, Bd. XXV, 1903.



Die in Figur 4 abgebildete Funkenstrecke besteht aus einem starkwandigen Glaszylinder, von 7 cm Höhe und 12 cm Breite, dessen obere Öffnung luftdicht durch einen Messingdeckel verschlossen ist. Die untere Öffnung ist mit einem Messingrande verkittet und kann mittels eines Bleiringes gut gedichtet, durch Schrauben auf einer Grundplatte befestigt werden. Die obere Deckplatte trägt ein Führungsrohr, in dem ein Hohlzylinder von 6 cm Durchmesser bewegt werden kann. Am anderen Ende dieses Cylinders befindet sich die eine Elektrode. Ihr gegenüber, auf der Grundplatte, ist die entsprechende Elektrode befestigt. Eine neben dem Führungsrohr angebrachte Skala ermöglicht eine genaue Einstellung der Funkenlänge. Die Gase treten durch eine Öffnung der Grundplatte ein und aus einem, mit der oberen Deckplatte verbundenem Rohre wieder aus. Dieses Rohr trägt ein mit Petroleum gefülltes Manometer, sodass der Gasdruck leicht kontrolliert und reguliert werden kann. Die mit der äusseren Luft in Berührung kommenden Messingteile sind, zum schnelleren Fortleiten der entwickelten Wärme, mit starken Heizrippen versehen.

Die von mir verwandten Gase wurden nicht auf ihre chemische Reinheit hin untersucht, vielmehr den im Handel befindlichen Bomben entnommen und zwar:

Wasserstoff . . . . . Chemische Fabrik Griesheim (Bitterfeld).
Stickstoff, Sauerstoff . . . . . Berliner Markt- und Kühlhallen-Gesellschaft.
Kohlensäure . . . . . Zander-Halle.

Das Leuchtgas entnahm ich der Leitung der Stadt Halle.

Die Luft wurde mit einer Wasserstrahlpumpe durchgesaugt, nachdem sie vorher drei, mit Chlorcalcium und Natronkalk gefüllte Trockentürme passiert hatte. Zwischen Luftpumpe und Funkenstrecke war noch ein Trockenturm eingefügt, um vor eventuell zurücksteigender Feuchtigkeit gesichert zu sein. Der so erhaltene Luftstrom kann daher als möglichst rein von Kohlensäure und Wasserdampf angesehen werden. Der Druck aller Gase wurde auf eine konstante Höhe von 1,6 mm Quecksilber gegen Atmosphärendruck einreguliert. Die Beobachtungen vor und nach dem Versuche zeigten jedoch öfter kleinere Schwankungen.

Das Verfahren zur Messung der Dämpfung eines Schwingungskreises besteht in Folgendem:

Nachdem der Funken etwa 10 Minuten lang eingeschaltet war, um möglichst konstante Verhältnisse zu ergeben, wurde in dem Kreise mit der variablen Kapazität die Einstellung des Maximalausschlages für das Galvanometer auf dem graduierten Drehkondensator abgelesen. Sodann wurden mit konstanter Erregung des Primärkreises und bei konstanter Stomstärke des Sekundärkreises für benachbarte Kapazitätswerte die Galvanometerausschläge bestimmt. Indem nun die Kapazitätswerte[1]) als Abzissen, die Ausschläge des Galvanometers als Ordinaten aufgetragen wurden, ergaben sich Kurven der Art, wie sie in den Figuren 6—11 für eine Funkenlänge von 9 mm aufgezeichnet sind. Bemerkt sei noch an dieser Stelle, dass besonders für kleinere Funkenlängen lebhafte Schwankungen in der Intensität des sekundären Stromes auftraten und die Kurvenaufnahme sehr erschwerten. Diese Schwankungen wurden ausgeglichen durch die Änderung der Induktanz des Primärstromes, was durch Verschieben des Eisenkerns in der Drosselspule erreicht wurde.

1) Die Aichkurve des Drehkondensators (Fig. 5) zeigt einen linearen Verlauf, d. h. die Kapazitätswerte ändern sich proportional den Teilstrichen. Da ebenso der Wärmeeffekt des Thermoelementes in dem Bereich der hier entstehenden Ströme als in linearer Beziehung zu den Galvanometerausschlägen angesehen werden kann, so ist die Kurvenaufnahme in dieser Art gerechtfertigt.

Die Auswertung der auf diese Weise erhaltenen Resonanzkurven war nach der Methode des Herrn Prof. Dr. K. Schmidt ausgeführt.

Die Ordinate der Kurve für den Resonanzpunkt wird gleich 100 gesetzt, und die anderen Ordinaten der Kurven werden in dem gleichen Verhältnisse geändert. Trägt man nun die Wurzeln aus den Verhältnissen der verschiedenen Kondensatorstellungen $\left(\sqrt{\frac{C}{C_r}} = \frac{n}{n_r}\right)$ zu der für den Resonanzpunkt auf, und benutzt als Ordinaten die für 100 umgerechneten Werte, so erhält man Kurven gleicher Höhe, deren Breiten direkt proportional den entsprechenden logarithmischen Dekrementen sind. Misst man nun die Kurvenbreite für die Ordinaten 85, 80, 75, 70, 65, 60, 55, so kann man aus den für diese Breiten berechneten Dekrementtafeln[1]) sogleich den Wert des entsprechenden logarithmischen Dekrementes finden. Diese so gefundenen Werte weichen für die verschiedenen Breiten bis zu 15% von einander ab und zwar stets so, dass die Dekrementwerte nach dem Resonanzpunkte hin zunehmen. Um diese Unterschiede etwas auszuscheiden, nahm ich als resultierende Dämpfung das Mittel aus den Breiten 80 bis 60. Die Figuren 6—11 zeigen die auf diese Art gewonnenen Dämpfungskurven aus den auf den gleichen Blättern aufgenommenen Resonanzkurven, wobei als Abscissen die Werte $\frac{n}{n_r}$ aufgetragen sind. Die bei den verschiedenen Breiten eingetragenen Werte sind die aus der Berechnung hierfür erhaltenen logarithmischen Dekremente.

I. Luft (50 Kurvenaufnahmen).

Bei der Luft, die von mir als erstes Gas untersucht wurde, ergaben die Dekrementwerte, als Funktionen der Funkenlängen aufgetragen, die in Figur 12 ausgezeichnete Kurve, wobei die Verschiedenheit in der Bezeichnung der einzeln Punkte, die einzeln Tage der Aufnahme unterscheidet. Die so gefundenen Werte der Kurve steigen von den grösseren Funkenlängen ab langsam, bei den kleineren jedoch schnell an. Wie aus der Lage der einzeln Punkte ersichtlich ist, machen sich mit abnehmender Funkenlänge bei den grösseren Dekrementwerten heftige Schwankungen bemerkbar. Diese Schwankungen, die nicht nur bei der Luft, sondern bei den anderen Gasen ebenfalls auftraten, machten eine genaue Bestimmung der Dekrementwerte für kleine Funkenlängen schwierig. Es konnten daher später nur die sich ergebenden Mittelwerte in Betracht gezogen werden, die jedoch immer in den Kurvenverlauf fielen. Die Ursachen dieser Schwankungen sind auf verschiedenen Gebieten zu suchen. Ein Teil ist wohl in den, bei den kleineren Funkenlängen häufiger auftretenden Partialentladungen zu suchen, die vielleicht durch die weniger rasche Diffusion von Jonen entstehen. Ein anderer Teil könnte auf die hier weniger gut erfolgende Ausstrahlung der Wärme in das Gas zurückzuführen sein, denn hierdurch wird für die folgenden Entladungen ein geringerer Potentialwert nötig. Ausserdem fallen hier die durch kleine Unebenheiten der Elektroden, sowie durch Ungenauigkeiten in der Einstellung der Funkenlänge bedingte Schwankungen weit stärker ins Gewicht. Nicht unbeachtet bei dieser Frage darf es bleiben, dass die Gase zum Teil eine starke chemische Veränderung zeigten, die sich durch Ablagerung von Stoffen an den Wandungen des Gefässes in fein verteilter Form bemerkbar machte, und der sicherlich ein nicht geringer Einfluss auf die Schwankungen in dem Systeme zuzuschreiben ist.

II. Kohlensäure (50 Kurvenaufnahmen).

In ihrer Wirkung sehr ähnlich der Luft zeigte sich die sodann behandelte Kohlensäure. Trotz heftiger Abscheidung von Kohlenstoff zeigten die einzelnen Werte, wie aus Figur 13 ersichtlich ist, eine geringere Abweichung von einander als bei der Luft. Ihre Dämpfungswerte ergeben eine der Luftkurve beinahe parallele Dämpfungslinie.

---

1) Die Dekrementtafeln von Prof. Dr. K. E. F. Schmidt sind noch nicht veröffentlicht.

III. Sauerstoff (50 Kurvenaufnahmen).

Bei den von mir untersuchten Gasen zeigte der Sauerstoff die kleinsten Werte der logarithmischen Dekremente. Jedoch wiesen bei ihm die Werte für die verschiedenen Funkenlängen untereinander sehr starke Abweichungen auf, wie aus Figur 14 ersichtlich ist. Da aber die Mittelwertkurve aus einer beträchtlichen Anzahl von Messungen gewonnen ist, so kann sie wohl als ziemlich genau angesprochen werden.

IV. Stickstoff (45 Kurvenaufnahmen).

Für Stickstoff ergab sich aus der in Figur 15 dargestellten Kurve, dass die Dekrementwerte zumeist grössere Beträge annehmen als bei den vorher behandelten Gasen. Bei einer Funkenlänge von 2 mm war es hier nicht mehr möglich, auswertbare Resonanzkurven zu erhalten, da die Einstellung des Maximums der Resonanz vollständig verschwommen war. So zeigte auch das im Sekundärkreise eingeschaltete Strommessinstrument beständige Schwankungen.

V. Wasserstoff (31 Kurvenaufnahmen).

Ein gänzlich anderes Verhalten als die bisher behandelten Gase zeigte der Wasserstoff (Fig. 16). Erst bei einer Funkenlänge von 8 mm gelang es bei ihm auswertbare Resonanzkurven zu erhalten. Dahingegen konnten bei ihm die Untersuchungen bis zu einer Funkenlänge von 15 mm ausgedehnt werden, gegen 10 mm bei den anderen Gasen. Hierbei war nicht zu befürchten, dass durch eine zu hohe Belastung der Kapazität eine grosse Zusatzdämpfung erzeugt würde. Die durch das Übergehen des Funkens in Wasserstoff gewonnenen Dekrementwerte nahmen gegenüber denjenigen der anderen Gase ganz enorme Werte an. Barkhausen[1]) weisst schon auf diese Wirkung des Wasserstoffes hin, welcher nach Stark[2]) die Funkenspannung sehr wesentlich herabdrückt und andererseits die Lichtbogenspannung wesentlich erhöht. Von grossem Einfluss wird hier ferner das hohe spezifische Wärmeleitungs-Vermögen des Wasserstoffes sein, in Folge dessen ein erheblicher Teil der Energie fortgeleitet wird.

VI. Leuchtgas (21 Kurvenaufnahmen).

Da der Wasserstoff die Dämpfung in so hohem Masse beinflusste, so untersuchte ich noch das, seiner Zusammensetzung nach viel Wasserstoff enthaltende, Leuchtgas. Ich fand auch der Annahme entsprechend Dekrementwerte, die zwischen denen des Stickstoffes und des Wasserstoffes lagen. Auffallend war hierbei, dass die für das Leuchtgas gefundenen Dekrementwerte eine sehr grosse Konstanz zeigten, sodass ich sie dierekt auf dem Kurvenblatte 17 eintragen konnte. Dieses Blatt veranschaulicht die Unterschiede in den Dekrementwerten für die verschiedenen Gase. Die folgende Tabelle zeigt die hierbei auftretenden Zahlenwerte der Dekremente.

Fk. L.	Luft	Kohlensäure	Stickstoff	Sauerstoff	Wasserstoff	Leucht-Gas
2 mm	0,187	0,192	—	0,170		0,239
3 „	0,1705	0,175	0,197	0,159		0,211
4 „	0,159	0,163	0,1775	0,150		0,198
5 „	0,152	0,157	0,165	0,144		0,1905
6 „	0,1475	0,1535	0,1595	0,1405		0,185
7 „	0,145	0,150	0,157	0,139		0,180
8 „	0,143	0,1475	0,155	0,138	0,392	0,177
9 „	0,1415	0,1460	0,153	0,1375	0,347	0,174
10 „	0,1405	0,1450	0,152	0,1370	0,318	0,172
11 „					0,301	
12 „					0,290	
13 „					0,281	
14 „					0,274	
15 „					0.267	

1) H. Barkhausen, Funkenwiderstand. Physikal. Zeitschrift. 8. Jahrg. Nr. 19. S. 624.
2) J. Stark, Elektrizität in Gasen. Tabelle S. 230. 1907.

Es ist hier darauf hinzuweisen, dass die ermittelten Dekrementwerte nicht nur die Dämpfung des Funkens angeben. Vielmehr enthalten sie auch die Dämpfungswerte, die durch die Ausstrahlung des Kreises, sowie durch Verluste in der Kapazität entstehen. Um daher eine möglichst reine Funkendämpfung zu erhalten, mussten diese Zusatzdämpfungen nach Möglichkeit vermieden werden. Es konnte höchstens versucht werden, sie auf andere Art zu berechnen. Die Dämpfung, die durch Ausstrahlung der Verbindungsdrähte entsteht, lässt sich verhältnismässig leicht auf ein Minimum bringen, durch die Wahl möglichst starken Drahtes einerseits, und durch ein möglichst enges Zusammenbauen des ganzen Schwingungskreises andererseits. In ganz anderer Weise muss jedoch die dämpfende Wirkung der Kapazität in Rechnung gezogen werden. Die Verluste in den Leidner Flaschen setzen sich, wie Adelmann und Hahnemann[1]) nachwiesen, aus zwei verschiedenen zusammen, dem Verluste im Dielektrikum und dem Verluste durch Randstrahlung. Während die Verluste im Dielektrikum bei gleicher Spannung und Kapazität davon unabhängig sind, wie letztere aus gleichen Kondensatoren zusammengesetzt wird,[2]) wächst der Verlust durch Randstrahlung mit der Spannuug des einzelnen Kondensators. Leider ist es den genannten Herren noch nicht gelungen, diese Verluste zahlenmässig festzustellen. In meiner Arbeit können daher in dieser Richtung keine Aussagen gemacht werden, da auch die von mir über den gleichen Gegenstand angestellten Versuche kein verwendbares Resultat zeitigten. Um jedoch ein Bild davon zu geben, einen wie grossen Einfluss diese Dämpfung der Flaschen durch Randstrahlung ausübt, sind in den Figuren XII—XVI die gestrichelten Kurven eingezeichnet. Diese stellen die Dekrementwerte für die gleiche Kapazität wie die ausgezogenen Kurven dar. Der Unterschied besteht lediglich darin, dass bei den gestrichelten Kurven die Kapazität von 8000 cm elstat. durch 4 parallel geschaltete Flaschen à 2000 cm elstat. dargestellt war, während das zweite mal, um die Randstrahlung nach Möglichkeit zu vermeiden, die gleiche Kapazität aus 16 Flaschen á 2000 cm, die zu je 8 Flaschen parallel und dann hintereinander geschaltet waren, bestand. Um in diesem Falle die Ausstrahlung noch weiter herabzudrücken, wurden die Ränder des Belages häufig mit Paraffinöl abgerieben, sodass selbst bei Dunkelheit keine Ausstrahlung mehr bemerkbar war.

Es kam auch in der gestellten Aufgabe weniger darauf an, eine gesonderte Bestimmung der Dämpfung des Funkens zu geben, als vielmehr die Dämpfung des ganzen Systems, wie es hauptsächlich in der drahtlosen Telegraphie verwandt wird, festzulegen.

Hinsichtlich der bis jetzt auf diesem Gebiete erschienenen Abhandlungen, die sich fast ausschliesslich mit der Dämpfung des Funkens in der Luft beschäftigen, sind 2 Arten der Behandlung dieser Frage zu unterscheiden. Slaby,[3]) Simons[4]) und Fleming[5]) untersuchen nicht direkt die Dämpfung des Entladefunkens der Kapazität, vielmehr diejenige eines Funkens in einem Kreise, dessen Schwingung erst durch den Entladefunken angeregt ist. Rempp, Eickhoff und Rausch von Traubenberg untersuchen dagegen die Dämpfung des direkten Entladefunkens, wie er bei den Arbeiten in der drahtlosen Telegraphie verwandt wird. Die so auf prinzipiell verschiedener Grundlage erhaltenen Resultate lassen sich natürlich in keiner Weise mit einander vergleichen, wie von Eickhoff[6]) und Jollos[7]) gezeigt wurde. Da meine Untersuchungen sich auf die Dämpfungsbestimmungen des Entladefunkens der Kapazität bezogen, so lehnte sich die von mir verwandte Methode eng an diejenige von Rempp und Rausch von Traubenberg an.

Die Arbeit von Rempp,[8]) die als erste auf diesem Gebiete erschien, zeigte, wenn die logarithmischen Dekremente als Funktionen der Funkenlängen aufgetragen wurden, Kurven, die zuerst steil

1) Adelmann und Hahnemann E.T.Z. 08. S. 1010.
2) z. B. 1 Flasche oder 2×2 in Kaskade.
3) A. Slaby Elektrotechn. Zeitschr. 25. S. 915. 1904.
4) K. Simons Ann. d. Phys. 13. S. 1044. 1904.
5) J. A. Fleming, The principles of electric wave telegraphie S. 180. 1906.
6) W. Eickhoff, Phys. Zeitschr. 8. S. 494. 1907.
7) A. Jollos, Jahrbuch für drahtlose Telegraphie I S. 232. 1908.
8) Rempp, Ann. d. Physik 17. 1905. S. 625.

abfielen, jedoch mit zunehmender Funkenlänge wieder anstiegen. Sie zeigten also ein ausgeprägtes Minimum. Traubenberg und Hahnemann[1]) konnten jedoch nachweisen, dass als wichtiger Faktor der gesamten Dämpfung von Rempp diejenige durch die Flaschen nicht berücksichtigt war. Durch Vergrösserung der aufzuladenden Fläche, ohne Änderung des Kapazitätswertes, gelang es den genannten Herren, Dämpfungskurven zu erzielen, die das den Remppschen charakteristische Wiederansteigen von einem Minimalwerte an nicht mehr aufwiesen. Sie näherten sich vielmehr langsam einem konstanten Grenzwerte. Dieses Resultat stimmt auch mit dem von Barkhausen[2]) theoretisch gefundenen überein, der nachweist, dass von einer bestimmten Funkenlänge an der Funkenwiderstand sowie die Dämpfung unabhängig von der Länge werden.

Die von mir gefundenen Kurven weisen in ihrem relativen Verlaufe die gleichen Eigenschaften auf wie diejenigen von Rausch von Traubenberg, wenn auch in dem absoluten Zahlenwerte erhebliche Abweichungen auftreten. Es ist noch nicht möglich, einen direkten Vergleich zwischen den bis jetzt gefundenen Resultaten anzustellen, da verschiedene Faktoren hier einer einheitlichen Bestimmung bedürfen. So sind die Unterschiede der Dämpfung schon wesentlich bedingt durch die Form der Elektroden, durch die Art und Weise des Einflusses der Flaschendämpfung und durch die verschiedenen angewandten Messmethoden. Jedoch wird eine Vergleichung der Resultate dann möglich sein, wenn die Versuche über Absolutmessungen der Funkendämpfungen, die augenblicklich in dem Laboratorium des Herrn Prof. Dr. K. E. F. Schmidt vorgenommen werden, ihren Abschluss erreicht haben. Erwähnt seien hier noch die von Battelli und Magri[3]) auf kalorimetrischem Wege gefundenen Dämpfungswerte, die von allen anderen wesentlich abweichen. Die Unterschiede sind dadurch bedingt, dass die genannten Herren bei ihren Messungen einzelne Entladungen benutzen, also mit dem wirklichen statischen Entladepotential arbeiten, während bei der Resonanzmethode durch die rasche Funkenfolge das Potential erheblich sinkt, und daher die Dekrementwerte wachsen.[4])

Folgende Tabelle möge zur Veranschaulichung der bis jetzt gefundenen Resultate dienen.

Dekrementwerte in Luft

F. L.	Rempp C = 6174 cm	Eickhoff C = 3000 cm	Traubenberg C = 8000 cm	Richter C = 8000 cm
2 mm	0,119	0,148	0,130	0,187
3 „	0,090		0,100	0,1705
4 „		0,123	0,080	0,159
5 „	0,078		0,075	0,152
6 „		0,103	0,070	0,1475
7 „			0,065	0,1450
	0,081			
8 „		0,108	0,063	0,1430
9 „			0,062	0,1415
10 „	0,094	0,113	0,061	0,1405

Herr Professor Dr. K. Schmidt hat mir in liebenswürdiger Weise die in seinem Laboratorium gefundenen Resultate über die Vergleichung der Spannungen der von mir verwandten Funkenstrecke mit einem Funkenmikrometer [Zinkkugeln r = 2,5 mm] zur Verfügung gestellt. Figur 18. Dadurch, dass hier die Kurve für Luft nicht unter einem Winkel von 45° erscheint, ist der Beweis erbracht, dass der Einfluss der Form der Funkenstrecke auf die Dämpfung vorhanden ist.[5]) Gleichzeitig gelingt es mit

1) Traubenberg und Hahnemann, Phys. Zeitschr. 8. 1907. S. 500.

2) Barkhausen, Phys. Zeitschr. 8. Jahrg. Nr. 19. S. 628. 1907.

3) Battelli und Magri Physik. Zeitschr. 3. Jahrg. S. 538; 4. Jahrg. S. 181.

4) Barkhaussn, Physik. Zeitschr. 8. Jahrg. Nr. 19. S. 630. 1997.

5) Durch das höhere Potential der Gas-Funkenstrecke wird eine höhere Ladung der Kapazität nötig, die Energie des übergehenden Funkens ist also grösser, folglich auch die Dämpfung.

Hilfe dieser Kurven, unter Benutzung der Tabelle für Funkenpotentiale von Heydweiller,[1]) die statischen Potentialwerte für die von mir benutzte Funkenstrecke zu berechnen. Tragen wir diese als Funktionen der Funkenlängen auf, so ergeben sich die in Figur 19 dargestellten Kurven.

Das Ziel der gestellten Aufgabe bestand darin, ein Gas zu finden, für das die Dämpfung in dem schwingungsfähigen Systeme einen möglichst kleinen Betrag annimmt. Diese Aufgabe kann man für die von mir untersuchten Gase dahin als gelöst betrachten, dass, wie sich aus Figur 17 ergibt, der Sauerstoff die für das System günstigste Dämpfung zeigt. Jedoch ist der Unterschied zwischen seiner Dämpfung und derjenigen der Luft ein relativ geringer, wobei auch noch zu berücksichtigen ist, dass sich bei ihm eine viel grössere Inkonstanz in den einzelnen Werten bemerkbar macht. Für die praktische Verwendung wird daher auch fernerhin die Luft als geeignetes Gas zu verwenden sein. Als nächste Aufgabe würde sich hieran eine Untersuchung der atmosphärischen Einflüsse wie Luftdruck und Feuchtigkeitsgehalt als wichtig erweisen.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden von November 1907 bis September 1908 im physikalischen Laboratorium des Herrn Prof. Dr. K. E. F. Schmidt ausgeführt.

Zum Schlusse möchte ich nicht versäumen, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. K. Schmidt, auch an dieser Stelle ergebenst Dank auszusprechen für die freundliche Anregung zu dieser Arbeit und die stete, gütige Unterstützung bei ihrer Ausführung. Verbindlichsten Dank auch Herrn Assistent Dipl. Ing. O. Ullrich für die freundlichst gewährte Hilfe und Anteilnahme.

1) A. Heydweiller, Wied. Ann. 48 S. 235. 1893.

Lebenslauf.

Geboren bin ich Carl Ludwig Curt Richter am 18. Januar 1886 zu Bismark (Prov. Sachsen) als Sohn des Kaufmanns Robert Richter und seiner Ehefrau Lina geb. Huch. Meinen ersten Schulunterricht genoss ich in der Volksschule zu Calbe a. Milde, nach welchem Orte meine Eltern verzogen waren. Seit Ostern 1895 besuchte ich die Oberrealschule zu Hanau a. Main, an der ich Ostern 1904 die Reifeprüfung bestand. Seit dieser Zeit habe ich mich an den Universitäten: Jena, Berlin und Halle dem Studium der Mathematik und Naturwissenschaften gewidmet. Im Laufe meines Studiums hörte ich die Vorlesungen folgender Herren:

in Jena:

Frege, Gutzmer, Knorr, Link, Thon, Winkelmann;

in Berlin:

Blasius, Frobenius, Hettner, Lehman-Filhés, Münch, Riehl, Simmel, Schwarz, Valentiner, Schur;

in Halle:

Dorn, Ebbinghaus, Eberhardt, Fries, Gutzmer, Schmidt, Schwarz, Walter, Wangerin.

Sie alle mögen meines dauernden Dankes versichert sein.

Fig. I.

Schaltungs-Schema.

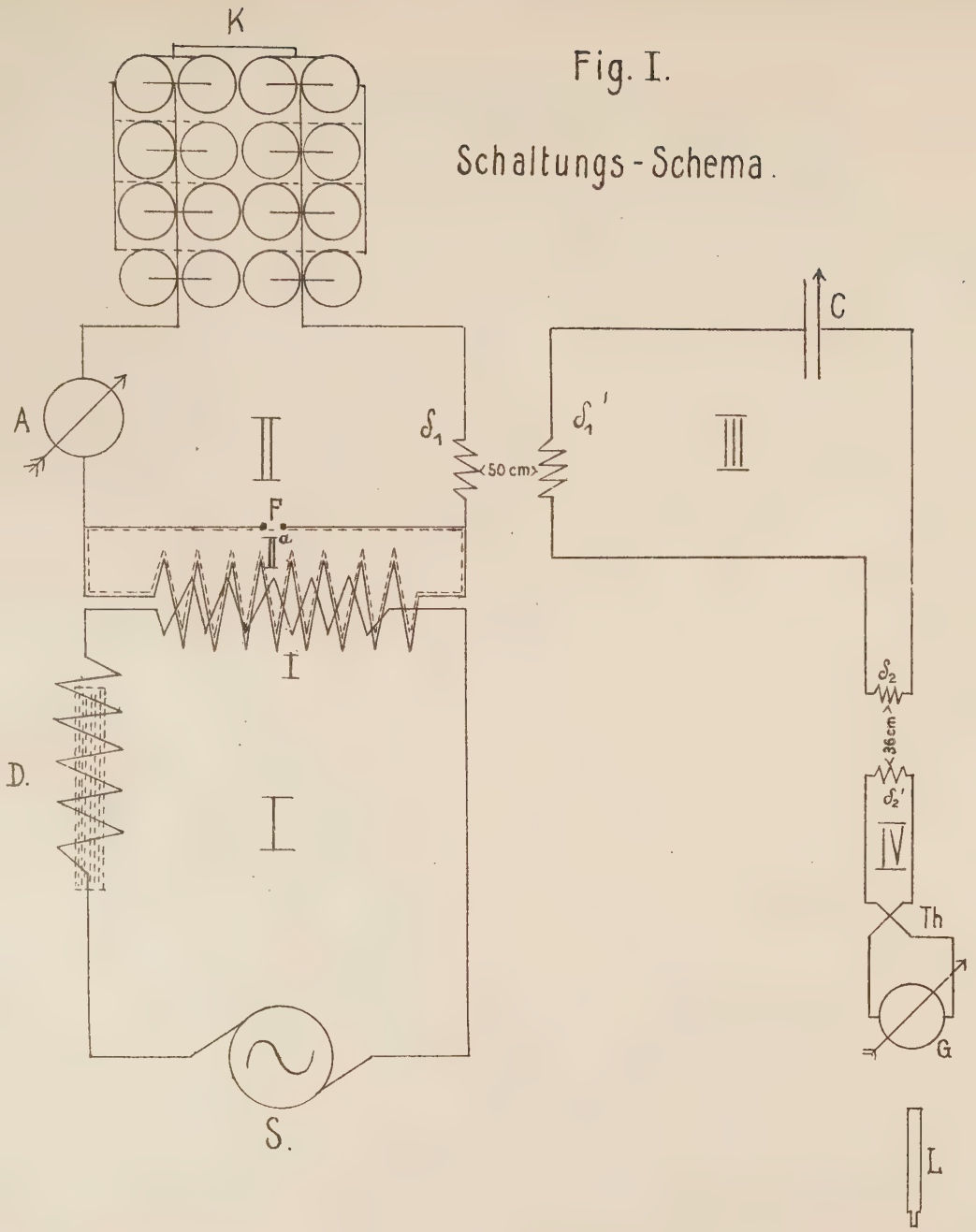


Fig. II.

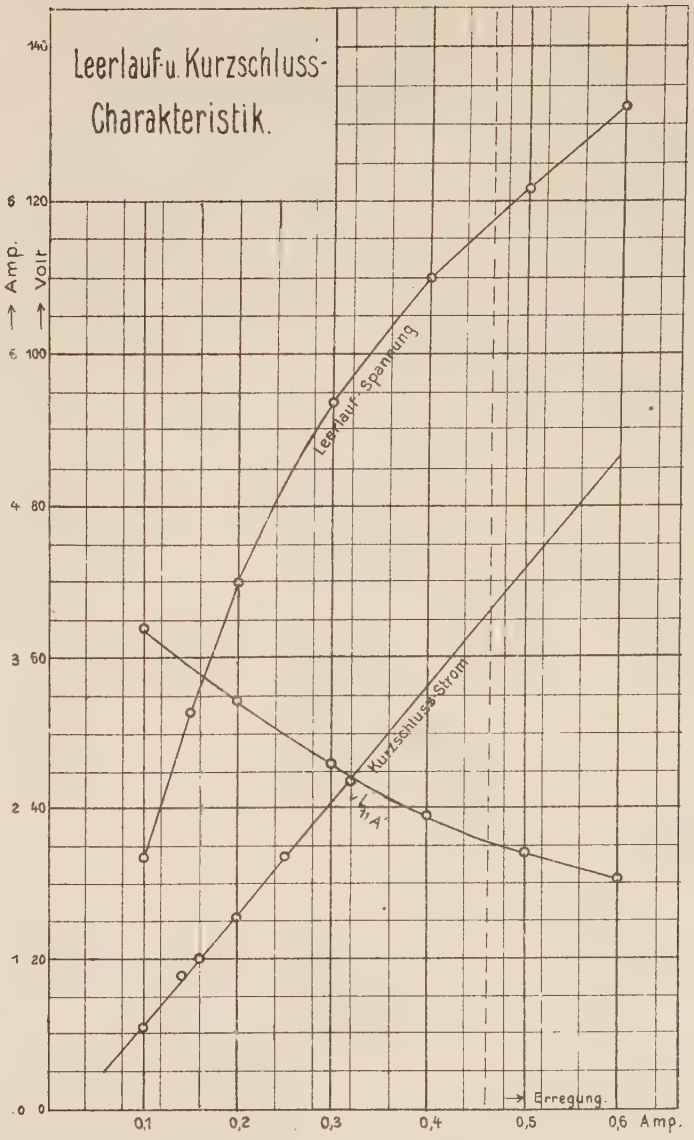


Fig. III.

Kurven des Resonanz-Induktors.

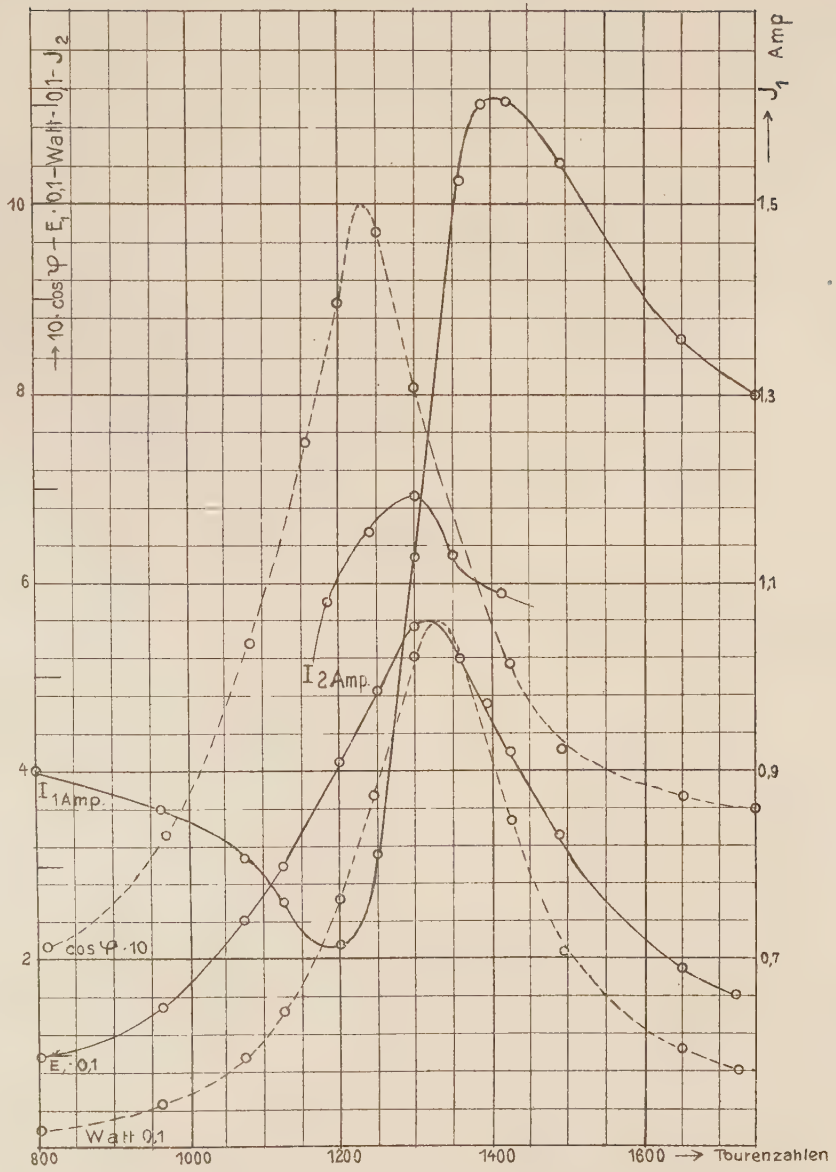


Fig. V.

Aichkurve des 22/23 Drehkondensators (2700cm)

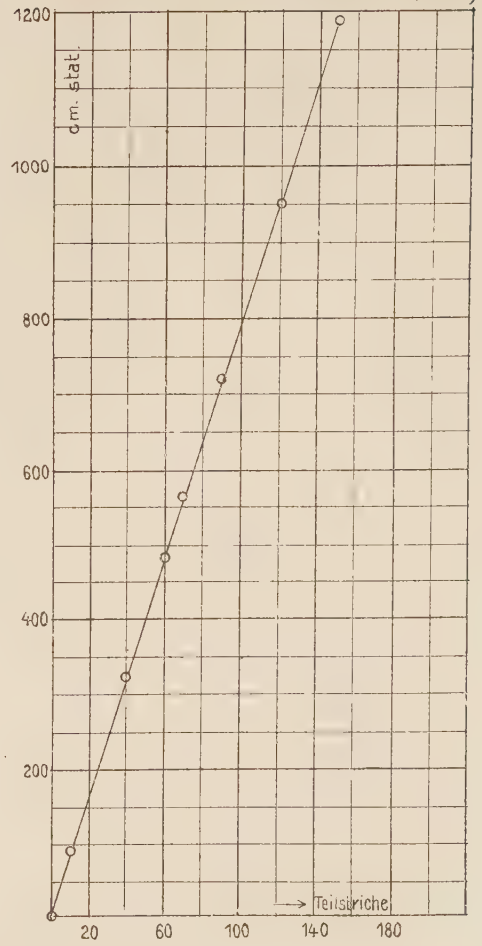


Fig. VI.

Luft.

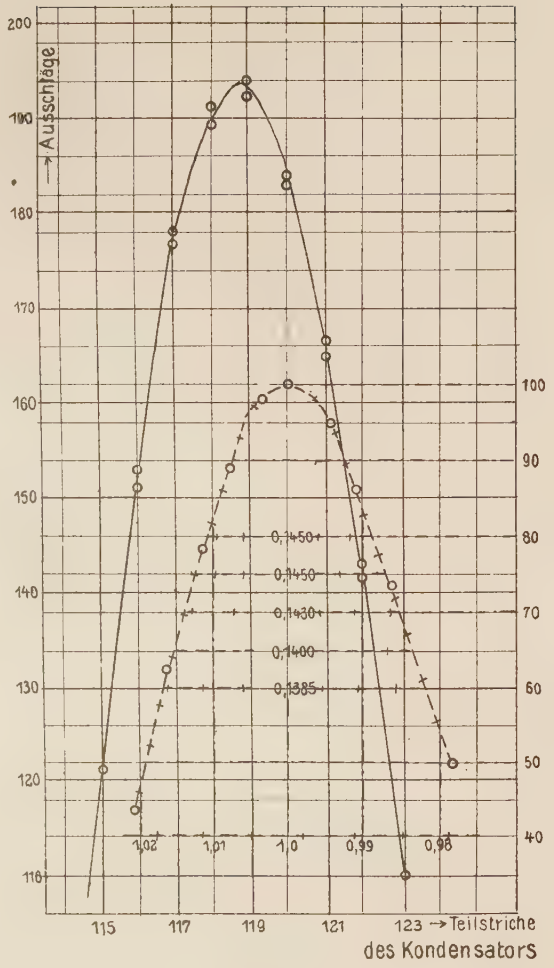


Fig. VII.

CO_2

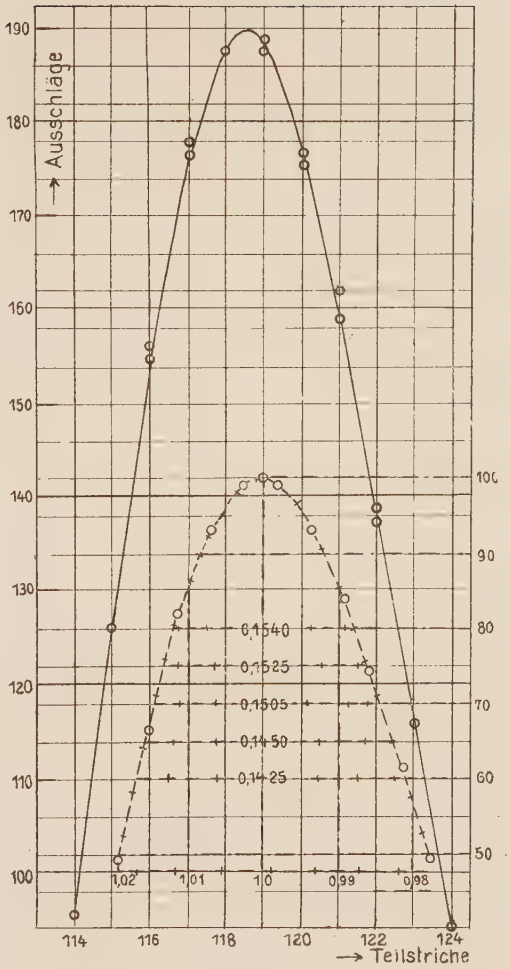


Fig. VIII.

O

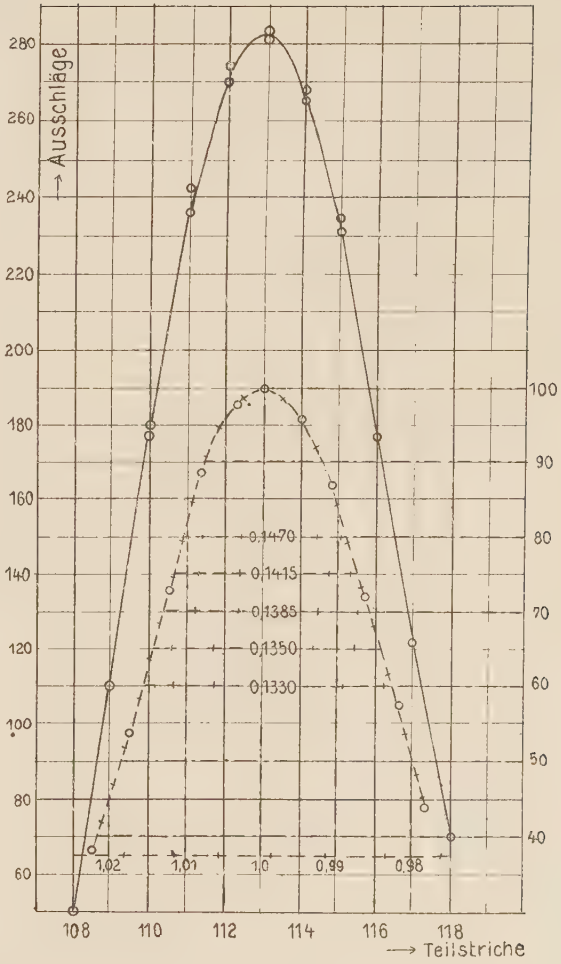


Fig. IX

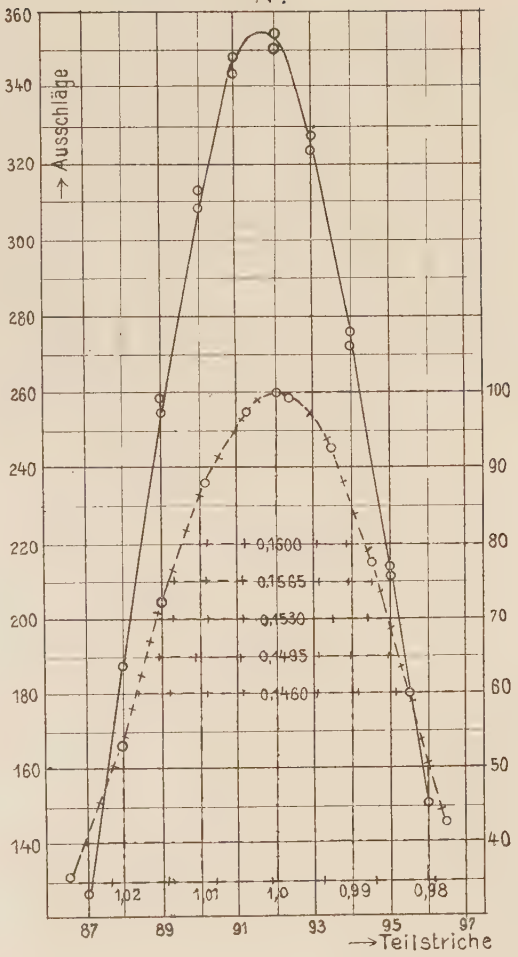

N.
→ Ausschläge
→ Teilstriche
0,1600
0,1565
0,1530
0,1495
0,1460
1,02
1,01
1,0
0,99
0,98

Fig. X.

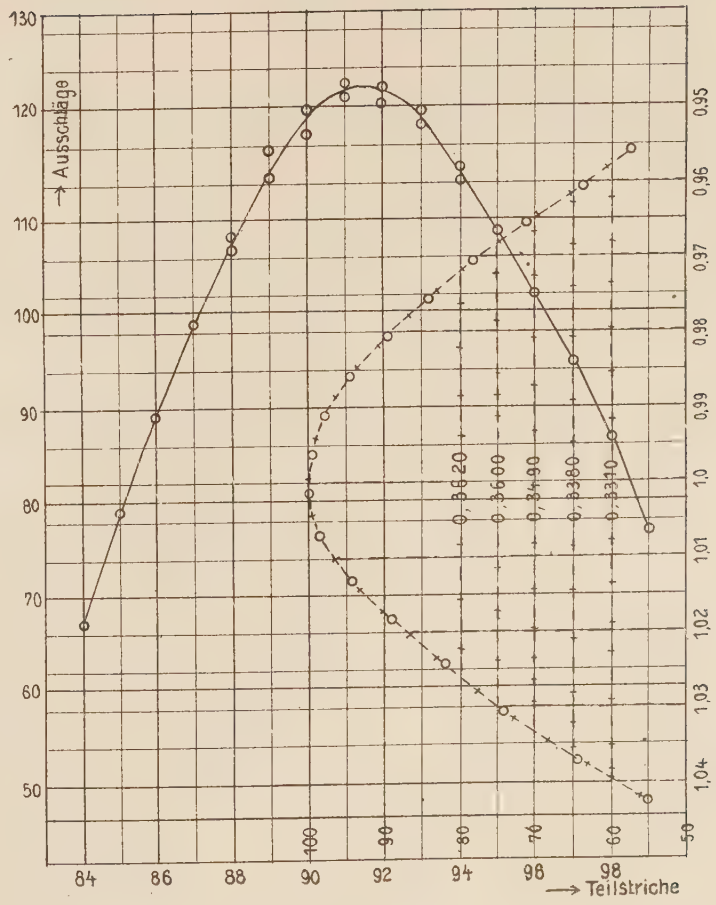

H.
→ Ausschläge
→ Teilstriche
0,3620
0,3600
0,3490
0,3380
0,3310

Fig. XI.
Leucht - Gas.

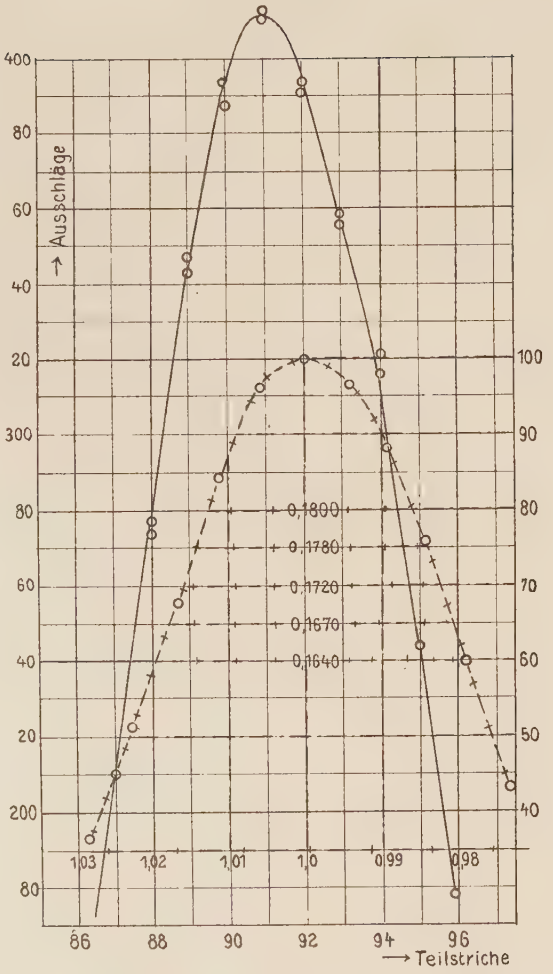


Fig. XII.
Luft

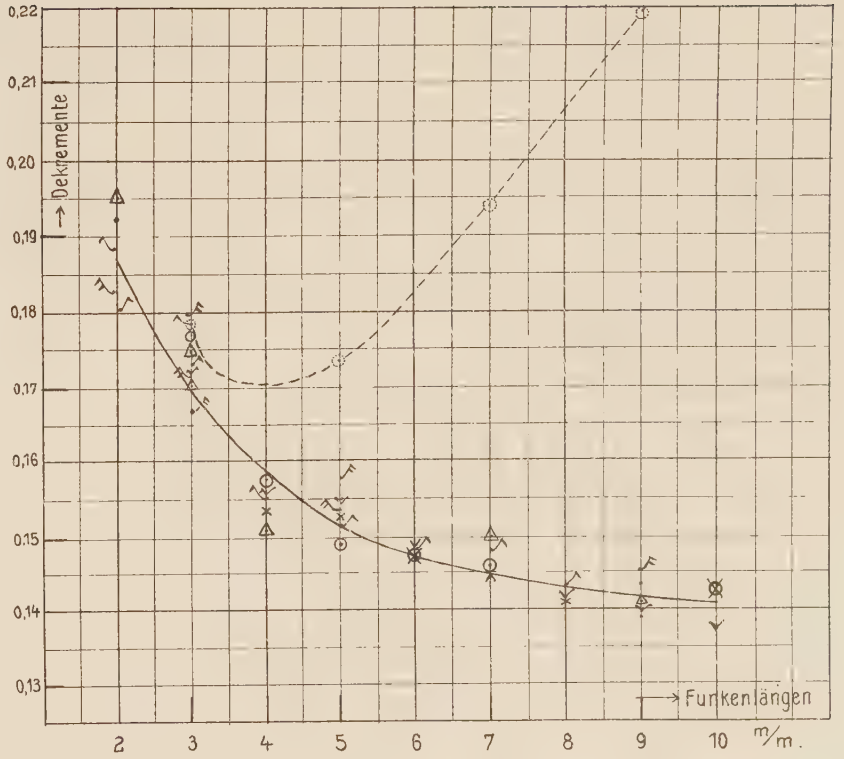


Fig. XIII.

Kohlensäure CO_2.

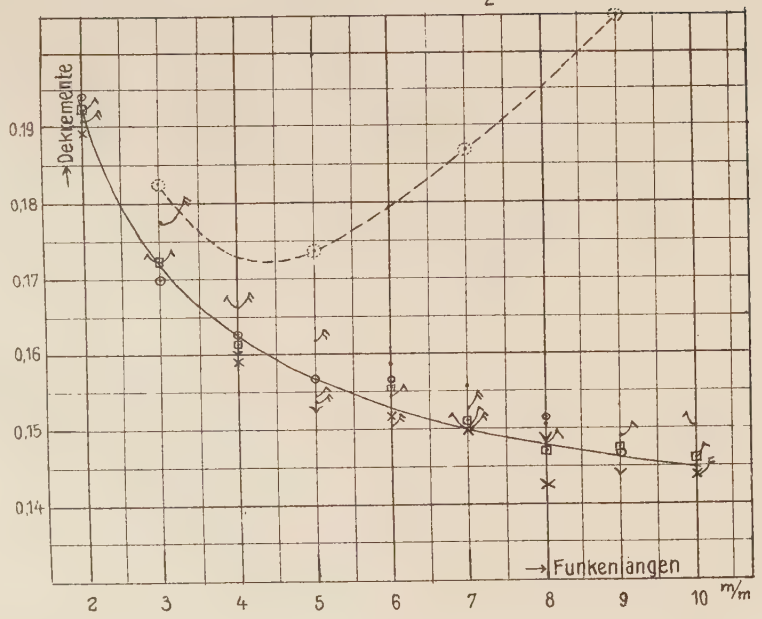


Fig. XIV.

O.

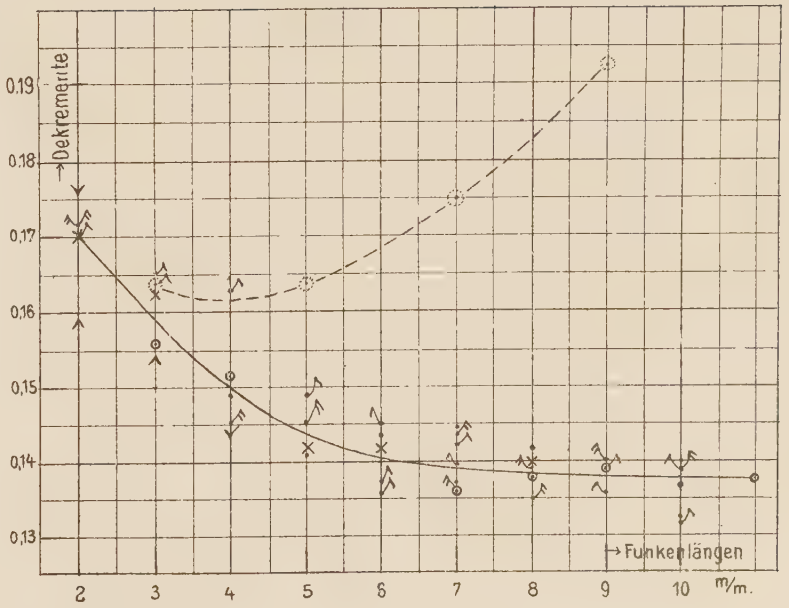


Fig. XV.

N.

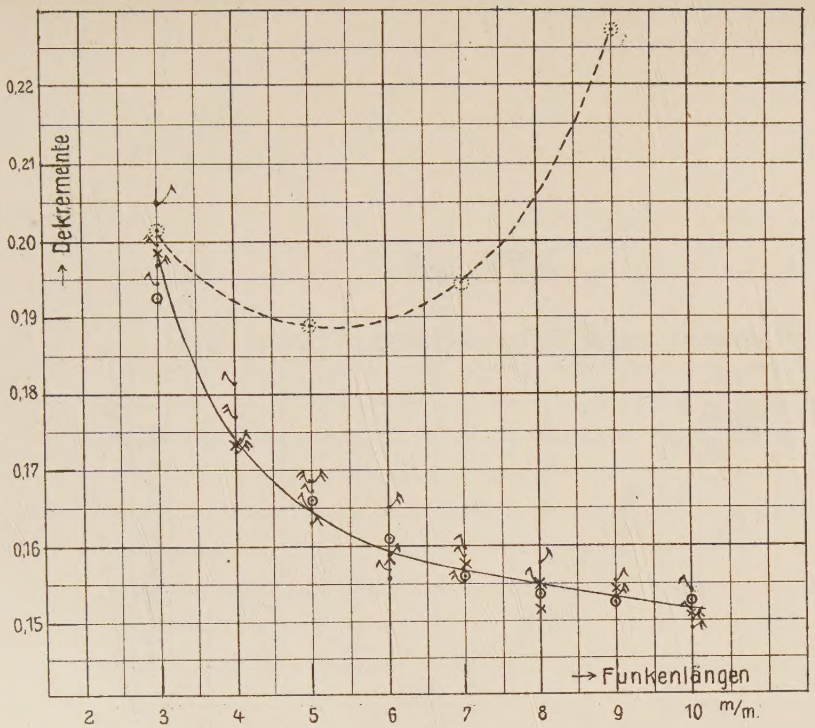


Fig. XVI.

H.

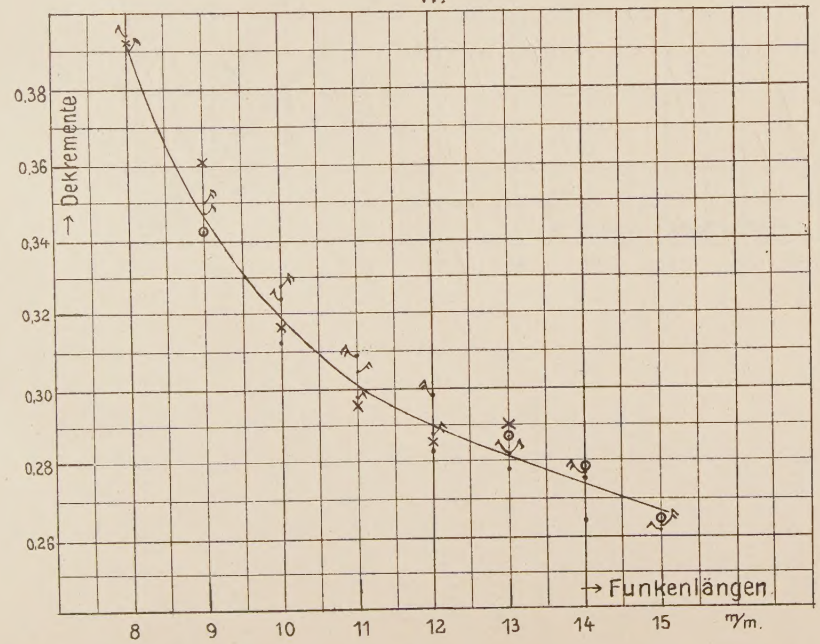


Fig. XVII.

Dämpfungskurven der verschiedenen Gase.

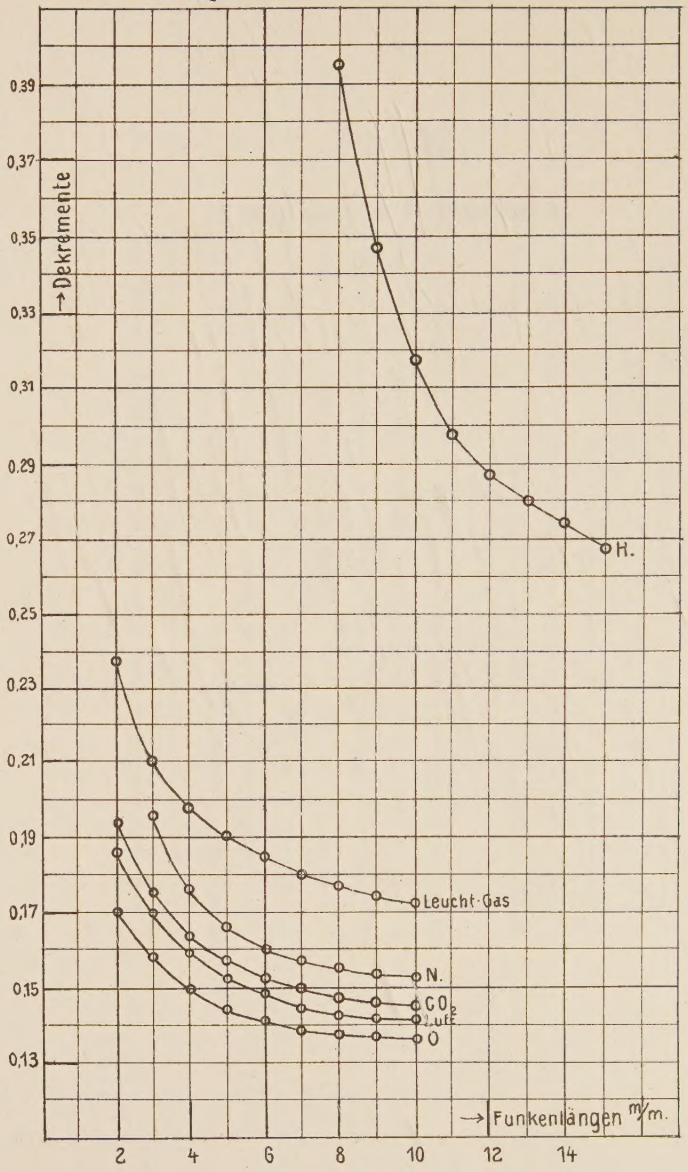


Fig. XVIII.

Aequivalente Funkenlängen in Luft für verschiedene Gase.

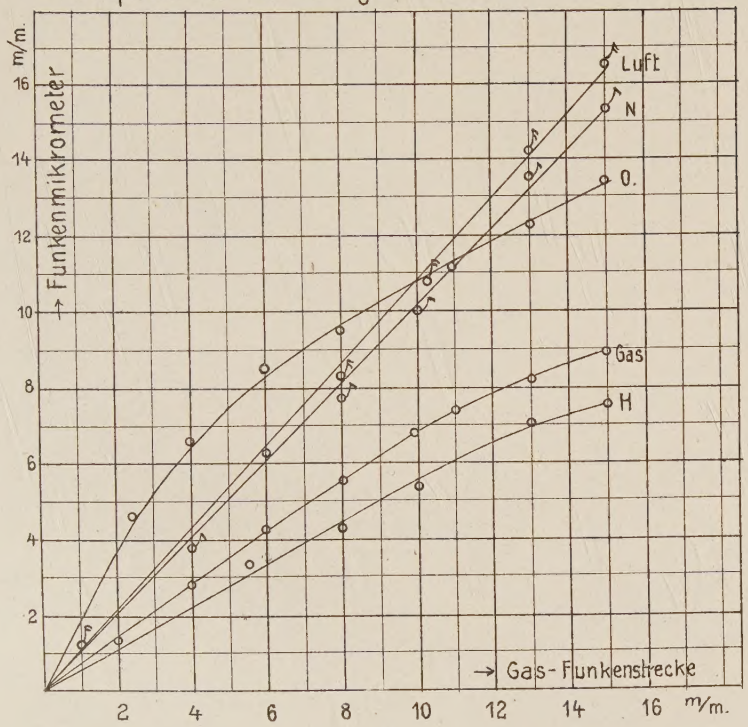
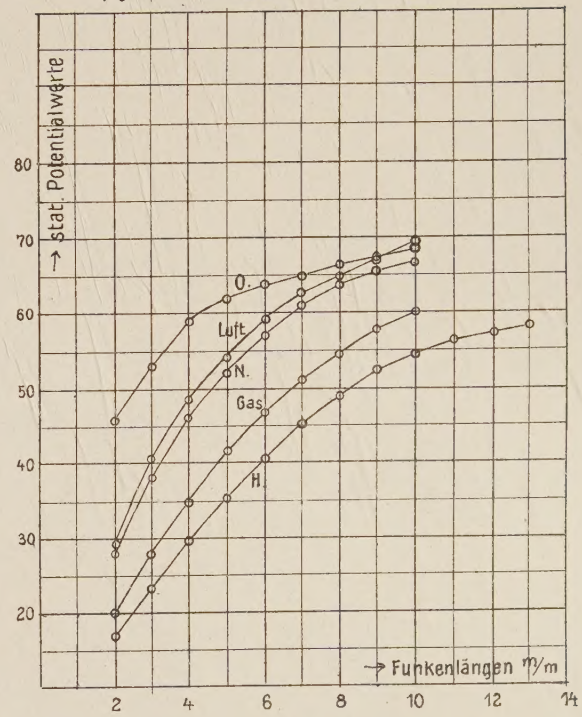


Fig. XIX.

Potentialwerte der Funkenstrecke.